

Научный руководитель: Золкин Александр Степанович, к. ф.-м. н, Доцент кафедры общей физики,
Новосибирский Государственный Университет
Адрес: 630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова 18, к 420
E-Mail: duk_e@gorodok.net стр. 378

Кольман Евгения Викторовна, стажер-исследователь
Институт электрофизики УрО РАН, -
Численное моделирование плазмокаталитического окисления метана
Научный руководитель: Новоселов Ю.Н., д. ф.-м. н, ,
Адрес: 620016 Екатеринбург, Амундсена 106
E-Mail: kolman@ier.uran.ru стр. 380

Рамазанов Сиражудин Абдуллаевич, аспирант
Дагестанский государственный университет, физический
Кратковременный объемный разряд в потоке газа
Научный руководитель: Кишов Магомед-Расул Гаджиевич, д. ф.-м. н, профессор, Дагестанский
государственный университет
Адрес: 367000 г Махачкала ул. М-Гаджиева 43а. ДГУ
E-Mail: adad1980@mail.ru стр. 382

Филимонова Софья Владимировна, аспирант
РГУ, НИИ физики
Исследование оптических свойств газового разряда в кислороде при напылении пленок сложных оксидов
Научный руководитель: Толмачев Геннадий Николаевич, к. ф.-м. н, руководитель Центра `Физики и
технологии ...`, НИИ физики
Адрес: (344104)г.Ростов-на-Дону, пр.Стачки 194, к. 612
Телефон: (8632)43-38-58
E-Mail: sophfil@mail.ru стр. 383

Черданцев Михаил Викторович, 2 курс
Новосибирский гос. университет, физический
Синтез тонких алмазоподобных пленок из плазмы тлеющего разряда
Научный руководитель: Золкин Александр Степанович, к. ф.-м. н, Доцент кафедры общей физики, Новосиб.
гос. универ., Новосиб. гос. техн. универ.
Адрес: 630090, г.Новосибирск, ул.Пирогова 18, к.410
Телефон: (3832)39-77-84
E-Mail: estp@gorodok.net стр. 385

Чусовитин Евгений Анатольевич, 4 курс
ДВГУ, физико-технический
Оптическая спектроскопия монокристаллического кремния, обработанного компрессионным плазменным потоком
Научный руководитель: Галкин Николай Геннадьевич, д. ф.-м. н, заведующий лабораторией, ИАПУ ДВО
РАН
Адрес: 690041, Владивосток, ул.Радио 5
Телефон: (4232)32-06-82
E-Mail: life@mail.primorye.ru стр. 387

Измерение времени развития импульсного разряда во влажном воздухе

Воробьев Юрий Владимирович

Горшков Алексей Владимирович

МОУ Физико-математический лицей №31 г. Челябинска

Горшков Алексей Владимирович

phys@lyc.schel.ac.ru

Цель эксперимента: исследование закономерностей электрического импульсного субмиллисекундного разряда высокого напряжения в воздухе при остаточном давлении от единиц торр до атмосферного. **А именно,** измерение и обнаружение закономерностей зависимости времени t задержки развития такого разряда при импульсах с частотой повторения 50 Гц, первой полуволной -105 ± 10 кВ длительностью 200 ± 20 мкс, второй полуволной $+75 \pm 7$ кВ длительностью 350 ± 40 мкс, от остаточного давления P и расстояния L между остриями в виде двухосных эллипсоидов (средним диаметром $6 \pm 0,5$ мм), $L =$ от 3 до 120 мм, расположенных горизонтально в диэлектрическом (стеклянном) цилиндре диаметром 75 мм, причём при температуре исходного воздуха $+24 \pm 2^\circ\text{C}$ и его относительной влажности по психрометру 60–80 %.

Примечание: в данной постановке эксперимента электроды следует называть именно остриями, а не шарами, поскольку диаметр электродов d в большинстве серий измерений был больше межэлектродного расстояния L .

Известно, что наблюдается отставание по времени тока от напряжения, т.к. лавинам электронов и стримеру либо лидеру требуется время на преодоление пути между электродами. Импульсный пробой газов может происходить в очень различающихся по физическим процессам формах: искровой разряд, высокоскоростная волна ионизации, тлеющий разряд (в том числе его разновидности со стратификацией и с контракцией, а также диффузно-объёмная форма), тёмный разряд, взрывная эмиссия в высоком вакууме. Их теория подробно представлена в известной литературе.

I. **Высоковольтная часть экспериментальной установки:**

II. Гальванически развязывающий от сети трансформатор 1:1

III. Генератор высокого импульсного напряжения ГВИН собственной разработки, изготовленный Ю.В. Воробьевым, с параметрами, указанными выше.

IV. Предохранительный регулируемый искровой разрядник, подключённый на выходе ГВИН параллельно основному газоразрядному устройству с токоизмерительным шунтом.

V. **Вакуумная часть**, изготовленная А.В. Горшковым с участием Ю.В. Воробьева :

VI. Насос форвакуумный школьный КЗФ с двигателем АОЛБ-31-4.

VII. Вентиль напуска атмосферного воздуха в полость насоса.

VIII. Вентиль откачки вакуумной системы.

IX. Манометр-вакуумметр ОБВ1-100 класса точности 2,5 % с ценой деления $0,02$ кгс/см²

X. Регулируемый натекатель воздуха в вакуумную систему.

XI. Газоразрядная вакуумная камера:

XII. Стеклобутылка ёмкостью 0,5 л, в дне которой имеется отверстие диаметром 1 см.

- XIII. Вставленный в это отверстие эбонитовый вакуумный вентиль с шайбой и гайкой.
- XIV. Электрический ввод, пропущенный через эбонитовый кран, вакуумно загерметизированный и припаянный к латунной трубке с внутренней резьбой, в которую ввинчивается неподвижный электрод.
- XV. Полиэтиленовая пробка, вакуумно загерметизированная, с резиновым сальником и стальным гладким подвижным штоком с меткой, ручкой и резьбой для закрепления подвижного электрода. Расстояние между электродами может устанавливаться в пределах от 1 до 140 мм с абсолютной погрешностью около 0,5 мм.
- XVI. Электроды выполнены Ю.В. Воробьевым в виде эллипсоидов вращения, близких по форме к шару, из сплава Sn+Pb диам. $6\pm 0,5$ мм, припаянных к цилиндру с резьбой.
- XVII. Вакуумные шланги с хомутами.
- XVIII. Измерительная часть:**
- A.** Осциллограф С1-73 с ценой деления 0,2 клетки.
- B.** Последовательно подсоединённый шунт сопротивлением $1,0\pm 0,05$ Ом для измерения тока разряда способом измерения падения напряжения на нём с помощью осциллографа.
- XIX.** Ёмкостный делитель напряжения с коэффициентом деления $K=1050\pm 60$ свыше 1 кВ.
- XX.** Скомпенсированный резисторно-ёмкостный делитель 1:10 до 1 кВ.

Поведение графика $t(P)$ резко меняется при прохождении некоторой критической точки $P_{крит}$, зависящей от L . Это связано со сменой режима разряда: при увеличении P от малых P диффузный тлеющий, а затем прямолинейный контрагированный тлеющий, а затем дугообразный контрагированный тлеющий резко сменялся искровым при больших P (по резкому изменению цвета от розово-фиолетового на бело-голубой, по резкому изменению звука от звеняще-шипящего на стрекочущий, по резкому изменению формы канала разряда с плавной на ломаную). Линейная аппроксимация с относительной погрешностью 10-20% дала $P_{крит}L = 19 \cdot L + 310 \text{ Па} \cdot \text{см}$, а также $P_{крит}L = -16 \cdot P_{крит} + 1540 \text{ Па} \cdot \text{см}$.

В предположении, что, возможно, зависимость t от P и L является степенной функцией с неизвестными степенями α и β соответственно, были построены графики $\ln_t(\ln_P)$, а по ним найдено соответствующее значение α в области малых P («тлеющий» механизм разряда)

$$\alpha = 0,24 \pm 0,12 \ln_{\text{мкс}}/\ln_{\text{Па}} \text{ и больших } P \text{ («искровой») } \alpha = 0,81 \pm 0,14 \ln_{\text{мкс}}/\ln_{\text{Па}}$$

Оптимизация материального состава взрывоэмиссионных катодов

Головин Алексей Владимирович

Томский Политехнический Университет

Кадлубович Борис Евгеньевич

g1alex@mail.ru

Одним из наиболее перспективных методов обработки поверхности деталей различного назначения с целью повышения их эксплуатационных характеристик является ионно-лучевая обработка и, в частности, использование для ее реализации мощных

ионных и плазменных пучков. Однако проблема генерации плазменных или электронных пучков с теми или иными заданными параметрами еще далека от своего разрешения.

Целью данной работы является оптимизация катодно-анодного узла для эффективной генерации плазмы посредством взрывной эмиссии.

Путем математического моделирования связаны параметры плазмы в генерируемом сильноточном электронном пучке и физические свойства эмитирующей поверхности. Разработана модель, приближенно описывающая процессы, идущие в результате взрывной эмиссии электронов с катода и начальную стадию плазмообразования.

Практически на любой поверхности имеются микронеоднородности – микроострия. Когда к вакуумному диоду прикладывается высокое напряжение, электрическое поле на концах микроострий, имеющих на поверхности холодного катода, может усиливаться в сотни раз по сравнению со средним макроскопическим электрическим полем. Ток автоэлектронной эмиссии (АЭЭ), протекая через микроострия на катоде, приводит к их быстрому разогреву и взрыву. Возникающая при этом взрывная эмиссия электронов приводит к вакуумному разряду. Процесс электрического взрыва микроострия был разбит на две стадии. Начальная стадия включает нагрев металла в твердом состоянии, плавление, нагрев жидкого металла до начала парообразования. Затем идет стадия собственно взрыва, сопровождаемая резким возрастанием сопротивления микроострия (в 10^2 и более раз). В результате, от катода будет распространяться облако ионизированной плазмы.

Было предположено, что степень ионизации катодной плазмы непосредственно зависит от интенсивности энерговыделения в веществе эмиттера (микроостриях) до разрушения или испарения последних. Была разработана термодинамическая модель начальной стадии взрывной эмиссии. Основными целями данной разработки являлись: рассмотрение зависимости интенсивности энерговыделения в микроостриях на катоде от физических свойств эмитирующей поверхности, качественное сравнение интенсивности энерговыделения для разных металлов, анализ результатов, выявление основных закономерностей и зависимостей максимально достигаемых материалом значений интенсивности энерговыделения от условий проведения эксперимента. Для решения поставленной задачи была составлена одномерная джоулева модель нагревания катодного микроострия под действием тока АЭЭ, которая по существу является классической тепловой моделью.

В первом приближении моделирование показало крайнюю неэффективность эмиттеров, изготовленных из металлов начиная уже с 5 группы, главной подгруппы. Например, ток АЭЭ при прочих равных условиях из лантана почти на 2 порядка превышает ток из вольфрама или железа, что напрямую влияет на интенсивность энерговыделения. С точки зрения первого приближения, наибольшую эффективность имеют переходные металлы семейства лантаноидов. Таким образом, кроме работы выхода на максимум интенсивности энерговыделения под действием тока АЭЭ существенное влияние оказывают характеристики металла связанные с электрической проводимостью и, конечно, температура кипения. Согласно полученным результатам, церий и празеодим показывают самые высокие значения интенсивности энерговыделения среди всех чистых металлов. Таким образом, в первом приближении можно предположить, что сплавы лантаноидов и щелочно-земельных или щелочных металлов могут эффективно использоваться в качестве материала эмиттера или его компонентов. Щелочные металлы обеспечивают низкую работу выхода сплава, а лантаноиды – тугоплавкость.

Следующим этапом моделирования было создание гидродинамической модели разлета вещества микроострия в вакуум для того, чтобы оценить плотность и температуру в расширяющемся катодном факеле, и тем самым оценить степени ионизации ионов плазмы. Использовать на этом этапе в качестве исходных данных температуру сублимации было бы принципиально неправильно, т.к. это не учитывает интенсивность энерговыделения, полученную на предыдущем этапе. Исходя из этих соображений была разработана кинетическая модель взрыва, позволяющая определить динамическую температуру испарения за счет ненулевой мощности энерговыделения в веществе микроострий.

Таким образом, в результате гидродинамического моделирования были определены кинетические параметры взрывоэмиссионного облака - плотность и температура, с учетом которых определялась степень ионизации плазмы с использованием приближенного метода расчета в области многократной ионизации.

Результаты моделирования показали, что на степени ионизации катодной плазмы одинаковое влияние оказывают как максимум интенсивности энерговыделения, так и температура сублимации материала эмиттера. Причем моделирование показало очень высокую эффективность эмиттеров из тугоплавких материалов, особенно вольфрама, гафния, а также высокие степени ионизации для семейства лантаноидов таких как церий, празеодим.

В результате работы была создана комплексная многоуровневая модель, описывающая взрывную эмиссию и процессы плазмообразования. Были связаны термодинамические параметры плазмы и физические свойства эмитирующей поверхности катода в импульсном сильноточном линейном ускорителе. Выявлены основные закономерности, влияющие на процессы идущие при взрывной эмиссии катодных микроострий, исследована динамика возникновения вакуумного разряда и сильноточного электронного пучка в сильноточном ускорителе электронов. Определены оптимальные характеристики вещества эмиттера. Разработана кинетическая модель взрыва, плавно связывающая «взрывные» и «не взрывные» процессы.

В настоящее время на сильноточном импульсном ускорителе ведутся экспериментальные исследования с катодами из чистых металлов с целью проверки разработанной модели.

Следует отметить, что результаты моделирования не противоречат экспериментальным фактам, поэтому разработанная модель может использоваться в дальнейших исследованиях.

Об одном из возможных видов «шаровой молнии» на основе аномально высокой положительной зарядки аэрозоля в плазме под действием интенсивного электронного пучка, порождённого на фронте высокоскоростной волны ионизации в газовом разряде.

Горшков Алексей Владимирович

МОУ Физико-математический лицей №31 г. Челябинска

phys@lyc.schel.ac.ru

Известно явление, так называемая «шаровая молния» (ШМ), несколько тысяч наблюдений которого систематизированы и проанализированы, например, Стахановым [2] и обнаружены эмпирические закономерности. Характерное время жизни ШМ $\tau=10^{1\pm 1}$ с, удельная энергоёмкость $W=10^{1\pm 1}$ с. Наиболее полно удовлетворяющими (почти всей совокупности наблюдений) из известных мне аналитических моделей ШМ являются, во-первых, гетерогенная химическая модель Смирнова и др. [2], содержащая источник энергии (реакции озон-кислород и озон-азот) и стабилизирующий «каркас» нитевидных скоплений отрицательно заряженного аэрозоля (энергоёмкость до нескольких Дж/см³, время жизни до десятков с); во-вторых, «фрактальный конденсатор» Бычкова и др. [3], содержащий электрически заряженные самоподобные органические хлопья (энергоёмкость более кДж/см³, время жизни порядка 10² с); в-третьих, «ридберговские», содержащие массив молекул азота в возбуждённых долгоживущих (6 с, 20 с) электронных состояниях при условии подавления процессов, приводящих к девозбуждению, в том числе при условии «выгоревшего» кислорода.

Однако в лаборатории ШМ **до сих пор воспроизводить не удаётся**, невзирая на удачные теоретические модели. Недостатками других моделей являются: «чисто плазменные» обладают малым временем жизни; «чисто электрические, аэрозольные» не дают ни времени жизни, ни энергоёмкости; «чисто химические, в т.ч. аэрозольные» не дают качественных особенностей ШМ; «СВЧ» не может объяснить ни значительной частоты наблюдений ШМ, ни времени жизни.

В [4] показано, что при высоком полном коэффициенте вторичной эмиссии $\sigma_{вз}>1$ существует «критическая» плотность тока j^* электронного пучка (ЭП), при которой заряд аэрозоля $Z_a=0$, причём при $j<j^*$ $Z_a<0$ и заведомо ограничен энергией первичных электронов, а при $j>j^*$ $Z_a>0$ и ограничен характерной энергией истинно-вторичных электронов (несколько эВ). Также в [4] показано, что при достаточно высокой плотности тока ЭП фотоэффектом и термоэмиссией можно пренебречь по сравнению с истинно-вторичной эмиссией.

В 1991-1992 гг. экспериментально обнаружено [4] при взаимодействии интенсивного (до 10⁹ Вт/м²) электронного пучка с облаком 10-мкм-макрочастиц конденсированной дисперсной фазы (КДФ, аэрозоля) Al, Al₂O₃ в форвакууме появление при определённых условиях на электрическом зонде всплесков тока, соответствующих положительному заряду около 10⁸ элементарных. При анализе причин, способных их вызвать, из многих гипотез осталась одна – что это есть разряжение на зонд частиц КДФ, заряженных до **положительного потенциала, соответствующего энергии, приблизительно на 2 порядка превосходящей характерную энергию электронов истинно-вторичной эмиссии** (и на несколько порядков – температуру КДФ), что существенно отличается от существующих представлений.

В [4,5] показано, что эта «аномально высокая положительная зарядка» (АВЗ) КДФ может быть объяснена передачей энергии от внешнего высокоэнергетичного (и дополнительно ускоренного в поле КДФ) потока электронов облаку низкоэнергетичных электронов («шубе») истинно-вторичной эмиссии (а также, при определённых условиях, $j > j^{**}$, нового вида неустойчивости – «вторично-эмиссионного разряда», ВЭР [4], по существу являющегося «повторной» вторичной эмиссией) с поверхности КДФ при коллективном взаимодействии типа электрон-электронной пучково-плазменной передаче энергии. В [4,5] построена модель АВЗ (а также ВЭР и СВЗ), **согласующаяся с экспериментом по порядку величины**. В частности, для экспериментального ЭП 21 кВ в форвакууме, при объёмной плотности электронов пучка $N_b = 3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, размера многих из КДФ 50 мкм получается $\phi_a = +700 \text{ В}$, причём плотность электронов в «шубе» КДФ до $N_{ш} = 7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. А для **высокого (атмосферного) давления** предсказывается квадратично быстрое снижение порога возможности АВЗ, и даже при меньшей объёмной плотности пучка и даже для 10 мкм аэрозоля $\phi_a = +10 \text{ кВ}$. Также в [4,5] предсказана принципиальная возможность при определенных условиях зарядки КДФ до положительного потенциала, соответствующего энергии большей, чем энергия ЭП («сверхвысокая положительная зарядка», СВЗ).

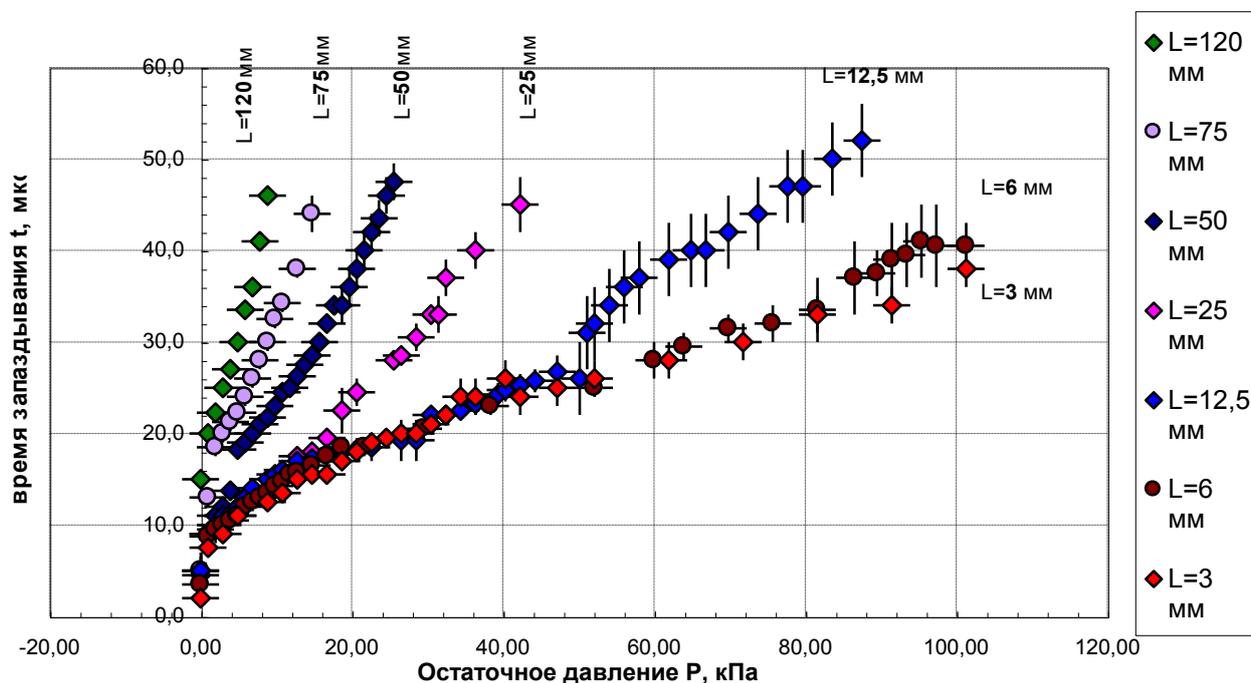
Известно, что при больших перенапряжениях в импульсном газовом разряде атмосферного давления может формироваться (высокоскоростная, субсветовая) волна ионизации (ВВИ), с напряжённостью поля на фронте $E = 2..5 \text{ кВ/см}$, с протяжённостью L от нескольких см до десятков см, и что на этом фронте по «серфинг»-механизму может формироваться (при условии близости скоростей фронта волны и ускоряемых в нём электронов) пучок с энергией порядка EL от единиц кэВ до сотен кэВ; также известна гипотеза о том, что именно этот «серфинг-пучок», а не только ультрафиолетовое излучение ответственно за формирование и развитие ВВИ.

Автором на основе [4,5] выведены формулы и показано, что при наличии в канале линейной молнии аэрозоля **высокоэмиттирующего** (с $\sigma_{вз} \gg 1$: оксиды, галогениды и др.), **с размером $r_a \gg \lambda$** (длины свободного пробега электронов), на **фронте ВВИ** может формироваться **серфинг-ЭП с объёмн. плотностью свыше $N_b = 10^{10} \text{ см}^{-3}$** , приводящей к возможности АВЗ до + нескольких кВ и даже десятков кВ; после прекращения разряда линейной молнии облако гетерогенной плазмы в условиях ВЭР на АВЗ КДФ **долго обладает потенциалом +** от нескольких десятков до сотен В (т.е. **вблизи максимума зависимости коэфф. втор. эмиссии от энергии первичных электронов**) необычными свойствами: **радиус Дебая–Хьюккеля** определяется концентрацией и температурой не ионов и не электронов, а концентрацией и зарядом КДФ и необычно мал, поэтому диффузия и рекомбинация малы, **коэфф. поверхностного натяжения** очень велик $10^{1 \pm 2} \text{ Дж/м}^2$, облако гетерогенной плазмы с ВЭР на АВЗ КДФ быстро стягивается в тёплый светящийся долго не рекомбинирующий шар (ШМ) с очень большим произведением времени жизни на удельную энергоёмкость $\tau W = 10^{4 \pm 2} \text{ Дж} \cdot \text{с/см}^3$.

Список публикаций:

- [1] Смирнов Б.М. Проблема шаровой молнии. М., Наука, 1988.
- [2] Бычков В.Л. Об электр. зарядж. полимерн. систем. Тр. инст. теор. физ. им. М.В. Галицкого. МИФИ, 1992.
- [3] Карачевцев Г.В., Фридман А.А. МФТИ, 1976, 1980, с.50.
- [4] Горшков А.В. / НТО 25.01.1993, МФТИ, с.162. Докл. на 6-м Всеросс. совещ. «Возд. мощн. пот. эн. на вещ.» Черногловка, 10.02.1993.
- [5] Горшков А.В. // Деп. ВИНТИ №1903-В96 от 07.06.1996.

Зависимость времени t запаздывания тока разряда (относительно фронта напряжения) от остаточного давления P в газоразрядной камере при различных расстояниях между электродами L



Энергетика лазерных плазменных факелов и их столкновений

Дмитриев Владимир Николаевич

Седельникова Ольга Александровна

Чувашский Государственный Университет

Михайлов Борис Сергеевич

moruta@chuvsu.ru

Изучение баланса энергии между лазерным излучением и затратами на физико-химические процессы образования, движения и излучения плазменного факела продолжает оставаться актуальным из-за различных технических и технологических применений.

В работе проведено исследование дифференциального и интегрального баланса энергии в системе мишень-факел (массивные образцы, фольги и тонкие пленки) под действием квазинепрерывного излучения рубинового лазера в миллисекундном диапазоне с интенсивностью $q \leq 10^8$ Вт/см². При этом изучались пространственные, динамические и яркостные характеристики факелов.

Обнаружены три характерные стадии:

1. На первой стадии (от q_1^* до $\sim 6 q_1^*$, где q_1^* - порог начала разрушения) - отражение стремительно падает, пропускание и поглощение растут в соответствии с теплофизической моделью взаимодействия.

2. На второй стадии ($6 q_1^* \leq q \leq 20q_1^*$) - отражение стабилизируется на уровне ~15%, пропускание растёт, а поглощение уменьшается. При этом факел структурируется, наблюдаются физико-химические процессы взаимодействия с воздухом и автоколебания яркости свечения.

3. На третьей стадии ($q > 20q_1^*$) – при стабильном отражении пропускание начинает уменьшаться, поглощение в факеле увеличивается. В факеле появляется плазменный источник света, который приводит к дополнительному испарению мишени, динамической неустойчивости факела, пробойным явлениям с образованием объемного заряда и другим явлениям.

А особый интерес вызывают явления, наблюдаемые при столкновениях лазерных факелов.

Метод получения металлических микротрубок магнетронным осаждением

Иванов Максим Григорьевич

Колесникова Ирина Витальевна

Новосибирский Государственный Университет

Золкин Александр Степанович, к.ф.-м.н.

nwo2002@gorodok.mail.ru

В настоящее время интенсивно изучаются материалы различных форм, такие как усы, нити, пластины и трубки. У них обнаружены уникальные свойства, одно из которых – прочность, что позволяет их использовать в конструкциях, несущих большую нагрузку. Например, одним из фантастических проектов НАСА является создание космического лифта с тросом из нанотрубок углерода. Особенный интерес к микротрубкам объясняется возможностью их использования в микроэлектронике: полые катоды микронных размеров, электрические контакты для пространственных структур, сорбенты в катализе, изготовление спиралей и пружин, для создания микросистем, таких как микро - трубопроводы, - клапаны, - насосы в микромашиностроении, световоды в оптических системах [1]. Известны способы получения металлических трубчатых структур микронных размеров. Например, Schnur J., Chow G. M, Markowitz M. A. предложили метод, основанный на использовании липидов [2, 3], Martin C. R. – на электрохимическом осаждении [4]. Авторы отмечают трудности контроля геометрических размеров: толщины стенки и диаметра трубки. По этим методам Hoffman'ом W. P. получены трубчатые структуры кремния диаметром около 10 мкм, никеля – 410 мкм [1].

Цель работы – изучение возможности получения металлических микротрубок плазменным методом с использованием магнетронного разряда. Достоинство этого способа заключается в достижении высокой подвижности частиц на поверхности подложки, что позволяет получать тонкие непористые пленки, являющиеся основой трубчатой структуры. Идея способа заключается в следующем. При конденсации паров вещества на подложку, покрытую адсорбированным слоем молекул газа, связь между формирующейся плёнкой и подложкой ослабевает. Однако в силу неоднородности поверхности и теплофизических условий конденсации в плёнке возникают механические напряжения [5]. В таких условиях пленка может изменить форму: свернуться в трубку.

Другой возможной причиной могут служить градиенты температур в пленке вдоль её поверхности.

Для напыления медной пленки мы использовали магнетрон, расположенный вертикально: медной мишенью вниз (см. рис. 1). Пленки осаждали в вакуумной камере при давлении $P=10^{-3}$ торр в течение одного часа в атмосфере аргона на пластину монокристалла кремния толщиной 0,5мм. На подложке располагалась металлическая сетка с ячейкой в форме квадрата со стороной 1,6 мм. При напылении металла на поверхность подложки, нити сетки препятствуют напылению меди, т.е., создаются границы со слабой связью в затененной области под нитями. Предположительно, после окончания процесса напыления температура системы: плёнка - подложка уменьшается, и механические напряжения рвут связи между медной плёнкой и кремнием в теневой области. Напряжения вдоль плёнки деформируют её. Это может быть скручивание от стороны квадрата к противоположной стороне, либо от угла к углу. При различных деформациях получаются разные формы трубок.

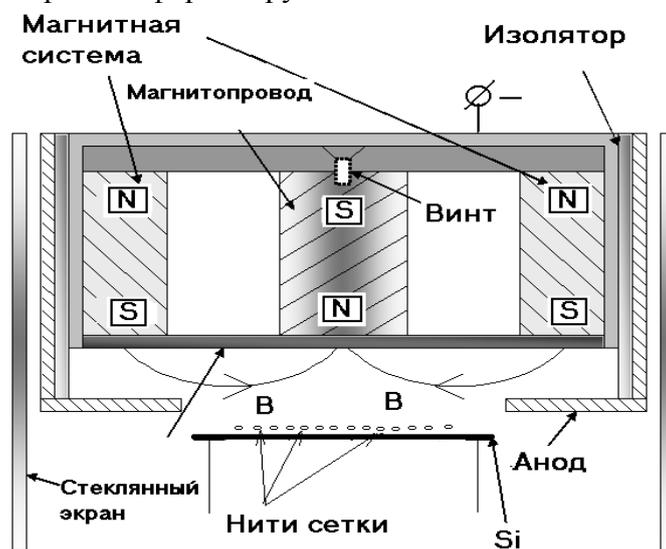


рис. 1

Вид образцов, исследованных на электронном сканирующем микроскопе, представлен на рис. 2. Диаметр полученных микротрубок - 70 - 200мкм, толщина стенки - 1 мкм. Часть трубок имела форму цилиндра, скрученного в несколько оборотов. Другие - это трубки, имеющие сколы, разрывы, на которых хорошо видны различные стадии скручивания.

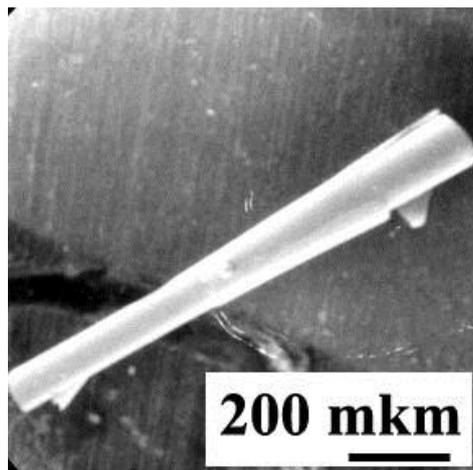


рис. 2

Таким образом, плазменный магнетронный метод позволяет получать металлические микротрубки. Возможно, данным способом удастся синтезировать материалы различных форм и размеров из других веществ.

Авторы благодарят С.В. Летова (Институт Геологии и Геофизики СО РАН) за помощь при исследовании образцов.

Список публикаций:

- [1] Tushar K. Ghosh. Project No. F02-S05. North Carolina State University.
- [2] Schnur, J., *Science*, 266, 1669 (1993)
- [3] Chow, G. M., Markowitz, M. A., Singh, A., *JOM*, 45, 62 (1993)
- [4] Martin, C. R., *Science*, 266, 1961 (1992)
- [5] Chinmulgund M., Inturi R. B., Barnard J. A., *Thin Solid Films* 270 (1995) 260-263

Исследование потока частиц из плазменного источника на основе тлеющего разряда

Кандров Денис Юрьевич

Бельская Екатерина Викторовна

Новосибирский Государственный Университет

Золкин Александр Степанович, к.ф.-м.н.

Duk_e@gorodok.net

Ионные пучки применяются во многих областях науки и техники. Знание свойств ионных пучков является важным для физических исследований и технологических задач [1-2]. Для синтеза тонких пленок решающим является знание о функции распределения по энергии ионизированных частиц взаимодействующих с растущей поверхностью [3-5]. В данной работе исследуется поток ионов из источника до детектора в зависимости от расстояния. Данные о токе могут быть полезны для поиска оптимальных условий синтеза.

В установке (рис.1) при горении тлеющего разряда (17) электроны ионизируют нейтральные молекулы рабочего газа. Частицы под действием электрического поля ускоряются в прикатодной области и пролетают сквозь катод (2), выполненный в виде сетки с геометрической прозрачностью 75%. Направленный ионный поток движется вдоль стеклянной трубки диаметром 40мм по направлению к детектору (5). Он состоит из

экранирующего цилиндра (5) с входным отверстием диаметром 10мм, внутреннего цилиндрического электрода с двойной сеткой на входе (4) для подавления вторичной электронной эмиссии, возникающей при взаимодействии ионов с поверхностью цилиндра Фарадея (3). Ток ионов регистрируется микроамперметром (16). Весь детектор перемещается в рабочей камере с помощью магнитной муфты (6). На сетку (4) подаётся отрицательный потенциал U_c (8), который препятствует вылету электронов из цилиндра Фарадея. Вакуум создаётся форвакуумным насосом, соединённым с установкой системой кранов (9), (10), (11) и камерой предварительной откачки (12). Рабочий газ (15) подаётся в область разряда (17) через натекатель (7). На анод (1) подаётся высокое напряжение от источника (14) соединённого с «землёй» через балластное сопротивление (13) $R=20\text{кОм}$.

Получены зависимости тока ионов аргона от расстояния (15 - 140 мм.) при различных давлениях и потенциалах анода. На рис.2 представлена такая зависимость при потенциале анода 2кВ между анодом и катодом. По данным эксперимента построена зависимость величины ионного тока от расстояния, совпадающая с известной зависимостью для движения частицы в рассеивающем газе:

$$I(x) = I(0) \cdot e^{-\frac{x}{\lambda}},$$

где $I(0)$ – ток ионов на выходе из ионного источника, λ - длина свободного пробега. Длину свободного пробега ионов можно вычислить из зависимости тока ионов от расстояния катод-коллектор. Для ионов аргона были получены примерные величины: $\lambda=17$ мм. при $P=0.018\text{torr}$ и $\lambda=20\text{мм}$ при $P=0.012$ torr. Оптимальные значения задерживающего потенциала на сетке (4) перед цилиндром Фарадея $U_c \approx 6\div 7\text{В}$.

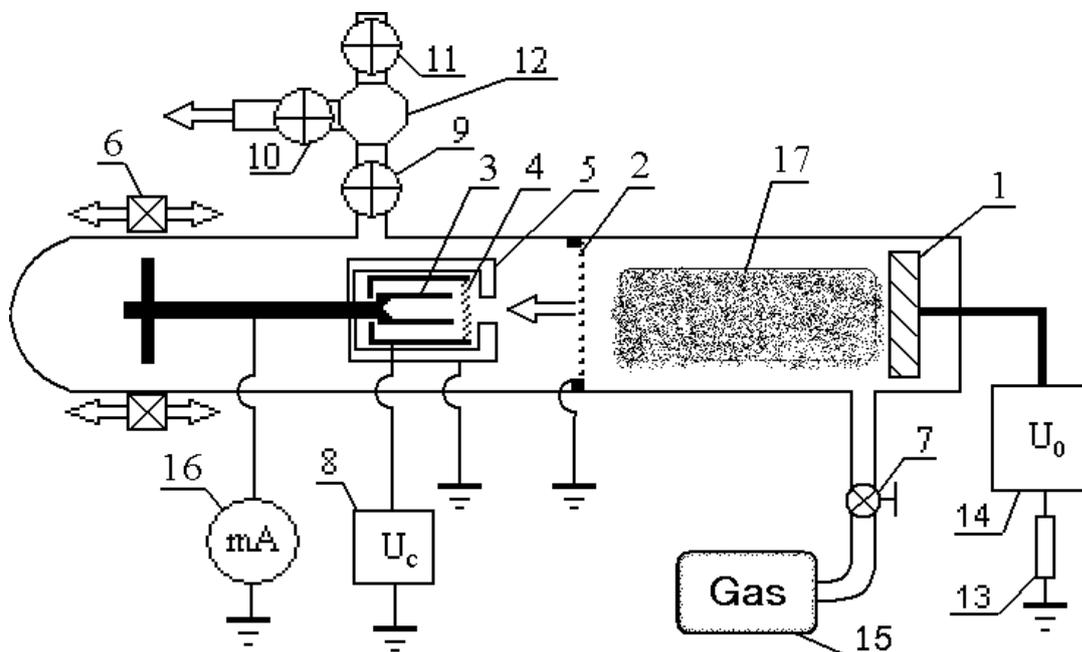


Рис.1.

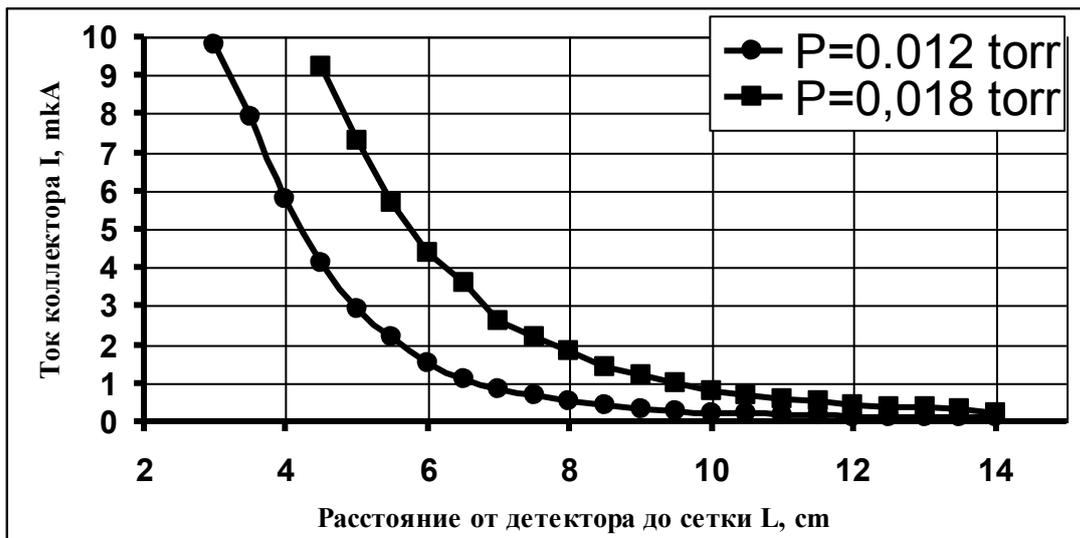


Рис.2.

Список публикаций:

- [1] Е.Я. Черник // Осаждение тонких плёнок из низкоэнергетических ионных пучков. *Обзоры по электронной технике. Серия 7. «Технология, организация производства и оборудование».* Выпуск 14(676). ЦНИИ «Электроника». Москва. 1979. Стр.55.
- [2] В.Т. Свириин, А.И. Стронгий // *Приборы и техника эксперимента.* 1996. №5.С.103.
- [3] А. А. Шошин, А.А. Дроздецкий, А.С. Золкин. // *Источник низкоэнергетичных ионов с разбросом по энергии в пучке ионов 5-10 эВ. Высокие технологии в промышленности России. Материалы IV российской конференции.* Москва. МГУ, 1998г. Стр. 49-54.
- [4] P.Reinkle, W.Moller // *J. Appl. Phys.* 1993. V.74. №2. Pp.1354.
- [5] Y. Lifshitz // *Diamond and Related Materials.* 1996. №5. P.388.

Численное моделирование плазмокаталитического окисления метана.

Кольман Евгения Викторовна

Институт электрофизики УрО Российской академии наук

Новоселов Юрий Николаевич, д.ф – м.н.

kolman@iep.uran.ru

Рассмотрение химических превращений углеводородов представляет практический интерес для органического синтеза, процессов образования пленок, защитных покрытий, получения углерода и водорода. Источником углеводородного сырья является природный газ, основной компонент которого – метан. Главные направления химической переработки метана: прямая конверсия в продукты и непрямая – в основном через предварительное получение синтез-газа, которое является сложным энерго- и капиталоемким процессом. Традиционная технология разложения углеводородов, основанная на термическом крекинге (паровая конверсия метана, окисление метана кислородом в синтез газ, углекислотная конверсия метана) или каталитических методах, характеризуется низкими степенями конверсии и высокими энергозатратами. Используемые катализаторы требуют периодической регенерации, и это приводит к удорожанию процесса. Необходима разработка новых методов, позволяющих повысить степень конверсии метана и при этом снизить энергозатраты. Одним из новых направлений является исследование эффектов плазменного катализа в химических реакциях. Данный подход

использует основное преимущество плазмы – возможность генерации активных частиц, за счет воздействия электронным пучком на смесь реагентов, и связанного с этим ускорения химических реакций при низкой температуре газа. Энергия расходуется на разрыв связей и на преодоление активационного барьера реакций.

В данной работе проводилось численное моделирование плазмокаталитического эффекта в реакциях окисления метана в смеси $\text{CH}_4:\text{O}_2=0.95:0.05$ под действием импульсного электронного пучка длительностью $\tau=40\text{нс}$ и плотностью тока $j=0.5\text{А/см}^2$.

Основные рассматриваемые плазмохимические процессы представлены в таблице:

Химическая смесь	Иницирующий электронный пучок	Продукты диссоциации и ионизации		Схема химических реакций	Конечные продукты
		$\text{CH}_4^+, \text{O}_2^+, \text{CH}_3^+, \text{e}$	$\text{CH}_3, \text{H}, \text{O}$		
CH_4-O_2					$\text{CH}_3\text{OH}, \text{H}_2,$ C_2-C_4 углеводороды, формальдегиды

Основные этапы моделирования:

1. Формирование и анализ схемы химических реакций для смеси $\text{CH}_4 - \text{O}_2$;
2. Создание численной модели реактора с импульсным электронным пучком, включающей подпрограммы описывающие кинетическую схему процессов конверсии, расчет вкладов вторичных электронов пучка в плазмохимические процессы.

Результаты:

1. Моделирование влияния электронного пучка на течение реакции рассматривалось в температурном диапазоне $500\text{К} - 800\text{К}$ при энерговкладе от пучка 32мДж/см^3 . Использование импульсного электронного пучка позволяет инициировать конверсию метана при температурах $T \leq 600\text{К}$ (см. рис.1), разложение метана при дополнительном воздействии на реагенты химической реакции идет эффективнее, степень конверсии метана возрастает;

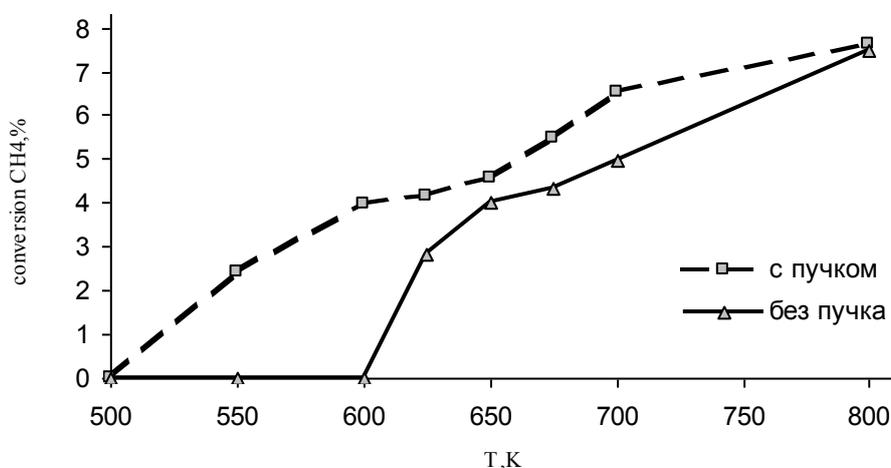
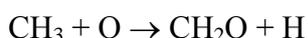
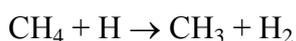
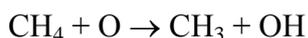
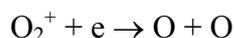
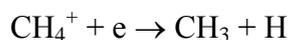


рис.1

2. Основные продукты: CH_2O ~1%, CH_3OH ~2%, C_2H_6 ~1%, CO ~1%, CO_2 ~1%, H_2O ~3% при степени конверсии метана ~5-6%, т.е. выход метанола по степени конверсии метана составил ~40%;

3. Выделены основные каналы образования продуктов окисления: метанола, формальдегида, этана:



Выход продуктов окисления возрастает за счет ионизации и диссоциации молекул CH_4 и O_2 под действием импульсного электронного пучка, т.е. дополнительной генерации радикалов: CH_3 , O , H и образования OH .

Список публикаций:

[1]. Yu.Novoselov, E.Kolman, D. Kuznetsov, V.Ryzhov, and A.Suslov. Numerical Simulation of Methane Conversion in Atmospheric Pressure Pulsed Gas Discharges in CH_4 - H_2O mix. //In Proc.: 4th Int. Symposium on Pulsed Power and Plasma Applications. Nagaoka, Japan. 2003. P.201-205.

Кратковременный разряд в потоке газа.

Рамазанов Сиражудин Абдуллаевич.

Дагестанский государственный университет.

Кишов Магомед-Расул Гаджиевич, д.ф-м. н.

Adad1980@mail.ru

Было показано, [1] что когда источником затравочных электронов служил естественный “фон” при давлениях порядка $P \sim 10^3$ Па и расстояниях между электродами $d \sim 3$ см, спад напряжения находится в сложной зависимости от напряженности внешнего электрического поля. В литературе показано так же, что небольшой сброс напряжения и его дальнейшая задержка связана с формированием кратковременного объемного разряда [2]. В данной работе ставилась задача проведения исследований таких форм разряда, в сантиметровых промежутках.

Из результатов следует, что когда скорость потока $v_n \sim 10^4$ см/с исчезает ступень на спаде напряжения. С ростом концентрации затравочных электронов до 10^6 см⁻³ при прочих равных условиях, возрастала вероятность возникновения ступени. Отсюда следует, что вещество электродов, продукты плазмохимических реакций, степень предионизации, играют существенную роль в поддержании кратковременного объемного разряда.

По временам запаздывания пробоя τ_3 , как видно из таблица.1, отметим следующее. При наличии потока, τ_3 увеличивается в десятки раз. По классическим схемам, τ_3 определяется временем развития электронной лавины(или лавин) до критической

величины. Возрастание τ_3 с ростом скорости потока находятся в качественном согласии с этими схемами, поскольку вынос ионов с потоком затрудняет процесс их накопления.

Таблица.1.

τ_3 , Мкс	8	25	50
$v_{п}$, см/с	0	10^2	10^4

При слабых токах [3] наблюдается узкая область токов, когда параметры разряда резко изменяются и наблюдается переход из диффузного режима в контрагированный, это объясняется присутствием молекулярных ионов гелия. Спектральные исследования показали, что интенсивность линий He₂, без прокачки газа возрастают с ростом числа пробоев.

Предполагаем, что постепенное превращение некоторой части атомов гелия в He₂, является одним из процессов ответственных за формирование ступени. Осциллографические и оптические исследования находятся в качественном согласии.

Дополнительным подтверждением возможности таких процессов является следующий экспериментальный факт: с ростом числа пробоев, возрастает напряжение статистического пробоя, из-за уменьшения скорости роста первого ионизационного коэффициента α при потерях энергии электронов на возбуждение вращательных и колебательных уровней молекул.

Список публикаций:

[1] Кишов М.-Р. Г., Аюнджанов Н. А., Эфендиев А. З. Исследование ступенчатого спада напряжения при пробое гелия //Изв. ВУЗов. Физика. 1983. №9. С.67.

[2] Кишов М.-Р. Г. Свойства искры в условиях анизотропии.//ТВТ. Т.26. №3. С.461.

[3] Голубовский Ю. Б., Лягушенко Т. И. Переход диффузного разряда в контрагированный.//ЖТФ. 1977. Т.47. В. 9. С.1852.

Исследование оптических свойств газового разряда в кислороде при напылении пленок

Филимонова Софья Владимировна

Ростовский Государственный Университет

Толмачев Геннадий Николаевич, к.ф.-м.н.

sophfil@mail.ru

Проведено экспериментальное исследование пространственного распределения интенсивности спонтанного излучения ионной линии кислорода с $\lambda=407.5$ нм разряда постоянного тока в разрядной камере, аналогичной при использовании распыления сложных оксидов. Разряд зажигался между плоским катодом и заземленной металлической цилиндрической камерой, служащей вторым электродом. Излучение разряда через кварцевое окно направлялось в систему оптических щелей и монохроматор, которые перемещались вдоль оси разряда. Система оптических щелей позволяла исследовать узкую область разряда, параллельную поверхности катода. Интенсивность эмиссионных линий после фотоэлектрического умножителя через аналогово-цифровой преобразователь вводилась в компьютер.

Экспериментальные зависимости интенсивности излучения ионной линии кислорода 407.5 нм при разных напряжениях на электроде при давлении кислорода 0.7 Торр (как не нормированные, так и нормированные на единицу) от пространственной координаты приведены на рис.1 (а, б). Из приведенных зависимостей видно, что величина темного катодного пространства (положение максимума интенсивности), не изменяется с увеличением напряжения на электроде.

Для обработки зависимостей $I(x)$ была разработана специальная программа. После нормировки (рис.1 (б, в)) для каждого значения мощности проводилась аппроксимация спада интенсивности линии в отрицательном свечении экспонентой $I = A \cdot \exp(-x/b)$ (рис.1(г)). Характерными параметрами кривых $I(x)$ являлись: показатель экспоненты b и площадь под кривой в отрицательном свечении разряда S . Для определения площади под кривой в ОС аппроксимационная кривая пространственного распределения интенсивности излучения экстраполировалась на нулевое значение интенсивности и затем интегрировалась (рис. 1(г)).

По итогам работы можно сделать следующие выводы.

1. Уменьшение интенсивности в отрицательном свечении разряда происходит экспоненциально. Это подтвердилось хорошим совпадением аппроксимационной кривой вида $I=A\exp(-x/b)$ с экспериментальными кривыми.

2. Построены графики зависимости показателя экспоненты b от напряжения на электроде при давлении кислорода 0.7 Торр и зависимости площади под кривой распределения интенсивности в ОС при том же давлении кислорода от тока разряда. Найдено аналитическое выражение для аппроксимаций этих зависимостей.

3. Таким образом, была установлена связь между оптическими характеристиками разряда постоянного тока в кислороде при давлении 0.7 Торр и его вольтамперными

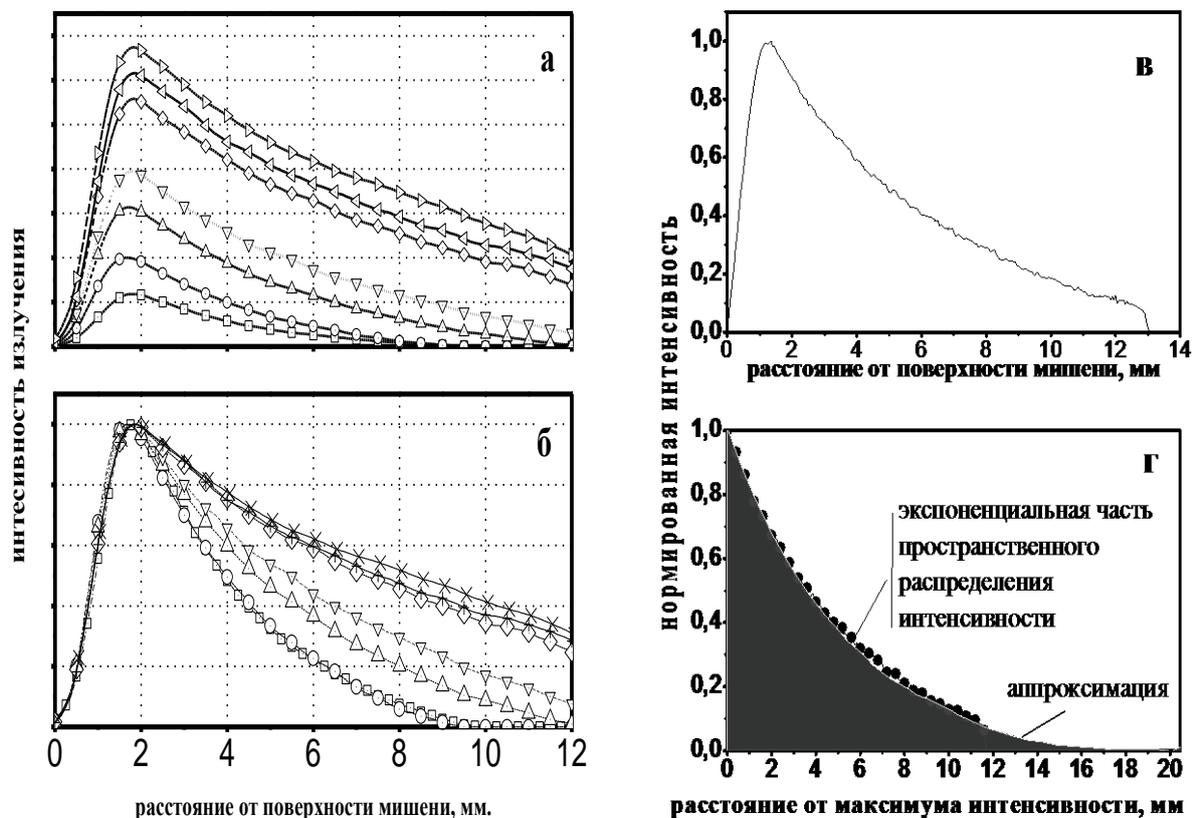


рис. 1

характеристиками. Показатель экспоненты b пропорционален напряжению на электроде. Площадь под кривой распределения интенсивности в ОС пропорциональна току разряда.

Синтез алмазоподобных пленок из плазмы тлеющего разряда

Черданцев Михаил Викторович

Новосибирский Государственный Университет

Золкин Александр Степанович, к.ф.-м.н.

estp@gorodok.net

Алмазные и алмазоподобные плёнки – перспективный материал для микроэлектроники [1]. Известны различные плазменные методы их выращивания [1-2]. Один из них – использование газового разряда [3].

В данной работе описаны первые результаты по синтезу углеводородных алмазоподобных плёнок из плазмы тлеющего разряда на созданной установке (рис.1). Основные её элементы - рабочий объем в виде двух полых стеклянных трубок (3;9), диаметром 40 мм, длиной по 300 мм каждая, сообщающихся через блок с вакуумопроводом и измерителем давления (8). Тлеющий разряд зажигался в парах

рабочего вещества (спирта) в пространстве между анодом (2) и сетчатым катодом (4) при разности потенциалов от 800В до 1300 В. Давление паров - 10^{-1} torr, расстояние между катодом и анодом - 95 мм. Ионы образовывались в области положительного столба, ускорялись в прикатодной области и пролетали сквозь сетчатый катод в область дрейфа к заземлённой подложке. Ионы взаимодействовали с поверхностью легированного монокристалла кремния (5). Для его перемещения использовали магнитную муфту (10). Время напыления – до 90мин; давление – не более 10^{-1} torr; ток – 4 мА; расстояние между катодом и подложкой - 3см;

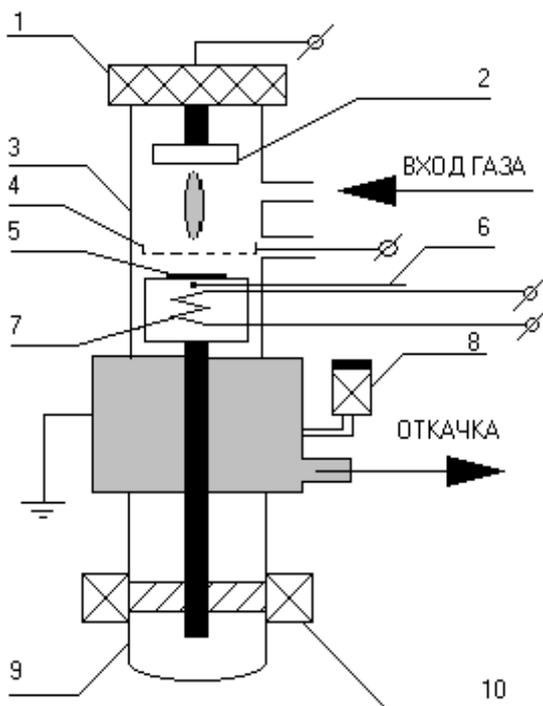


Рис.1: Общая схема установки

1 – изолятор; 2 – анод; 3,9 – стеклянные трубки; 4 – сетчатый катод; 5 – подложка; 6 – термопара; 7 – нагреватель; 8 - термопарный манометр; 10 – магнит.

Полученные плёнки имели хорошую адгезию, обладали высоким сопротивлением по отношению к кремнию. Полученные образцы исследовались методом эллипсометрии для определения толщины и коэффициента преломления.

Выводы:

Создана установка для синтеза плёнок в тлеющем газовом разряде. Синтезированы пленки толщиной около 1000 \AA с коэффициентом преломления 1,6–1,7.

Авторы благодарят Д. П. Будаева за помощь в создании установки, Аюпова Б. М. за эллипсометрическое исследование плёнок.

Список публикаций:

- [1] Алмаз в электронной технике: Сб. статей. Отв. редактор В. Б. Квасков. М: Энергоиздат, 1990.
- [2] А. Ф. Белянин, М. И. Самойлович: «Пленки алмаза и алмазоподобных материалов: формирование, строение и применение в электронике». Тр. конф. : Высокие технологии в промышленности России. М: ОАО ЦНИТИ «Техномаш», 2003. Стр. 19-110.
- [3] Matsumoto S., Sato j., Setaka N. – J. Mater. Sci., 1982, vol. 17, p. 3106 – 3112.

Оптическая спектроскопия монокристаллического кремния, обработанного компрессионным плазменным потоком

Чусовитин Евгений Анатольевич

Галкин Константин Николаевич

Галкин Николай Геннадьевич, д.ф.-м.н.

Дальневосточный Государственный Университет

Мищук Антон Анатольевич

Белорусский Государственный Университет

Аскерко Валерий Викторович

Институт молекулярной и атомной физики НАН Беларуси

life@mail.primorye.ru

В данной работе представлены результаты исследования морфологии и оптических свойств поверхности кремния после его обработки квазистационарным компрессионным плазменным потоком. Обработка кремниевых пластин производилась на плазменном ускорителе типа магнитоплазменного компрессора (МПК) компактной геометрии в ИМАФ НАН Беларуси.

Для приготовления образцов использовали пластины кремния Si(111) КЭФ-0.5 с размерами 10x10 мм² и толщиной 280 мкм. Их обрабатывали квазистационарным компрессионным плазменным потоком при напряжениях от 2,8 кВ до 3,6 кВ. МПК работал в режиме остаточного газа, при котором в предварительно откаченную камеру ускорителя заполняли азотом до заданного давления (100-1300 Па). В условиях экспериментов за срезом разрядного устройства МПК формируется компрессионный плазменный поток длиной 10-12 см и диаметром в области максимального сжатия 1 см. Сжатие плазменного потока в МПК происходит за счет взаимодействия продольной составляющей разрядного тока, вынесенного из разрядного устройства, с собственным азимутальным магнитным полем. Наличие в плазменном потоке выносного тока обусловлено «вмороженностью» магнитного поля в плазму. Скорость плазмы компрессионного потока, в зависимости от начальных параметров МПК, составляет $(4-7) \cdot 10^6$ см/с. Концентрация заряженных частиц в области максимального сжатия достигает $(5-10) \cdot 10^{17}$ см⁻³, а температура – 1-3 эВ. Компрессионный поток устойчиво существует примерно 80 мкс, после чего начинает распадаться. Образцы устанавливались нормально потоку плазмы на расстоянии 6-16 см. При этом давление плазмы на образец менялось в диапазоне 8-20 бар, а поглощаемая им энергия составляла от 5 до 25 Дж за импульс. В условиях экспериментов это соответствует изменению плотности мощности потока в диапазоне $(0,5-2,5) \cdot 10^5$ Вт/см².

Были проведены исследования морфологии образцов на атомном силовом микроскопе (АСМ Solver P47) в полуконтактном режиме (Рис.1), а также исследования спектров пропускания и спектров отражения в диапазоне длин волн от 0.6 мкм до 14 мкм на спектрофотометре SPECORD 71IR и монохроматоре МДР-3 с автоматизированной системой регистрации сигнала.

Ранее проводились исследования подобных образцов с помощью сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), и были обнаружены цилиндрические поверхностные структуры (ПС). В АСМ мы не можем их видеть цилиндрическими, а наблюдаем как «волны» (Рис.1). Это связано с тем, что игла кантилевера не может попасть под цилиндрическую поверхность, так как нижняя часть для нее не достижима. Поверхностные структуры были обнаружены на поверхности трех образцов, причем

количество и размеры ПС существенно зависят от напряжения, при котором происходила обработка образца плазмой. На одном из образцов видны пересечения ПС, что соответствует результатам, полученным с помощью (СЭМ). Профилирование поверхности показало наличие колебаний амплитуды волн, промодулированной низкочастотной огибающей с периодом в 5-7 раз большим периода поверхностных волн. Это подтверждает формирование неустойчивостей в расплавленном слое кремния при воздействии потока плазмы и их модулирование магнитным полем и вихревыми токами. При увеличении ускоряющего напряжения от 2.8 кВ до 3.2 кВ период ПС изменяется от 0.5 мкм до 5 мкм. При напряжении 2.8-3.0 кВ на ПС при увеличении можно рассмотреть тонкую структуру с неоднородностями порядка 10 нм по высоте. На образцах обработанных плазмой при напряжении более 3,4 кВ ПС не обнаружены.

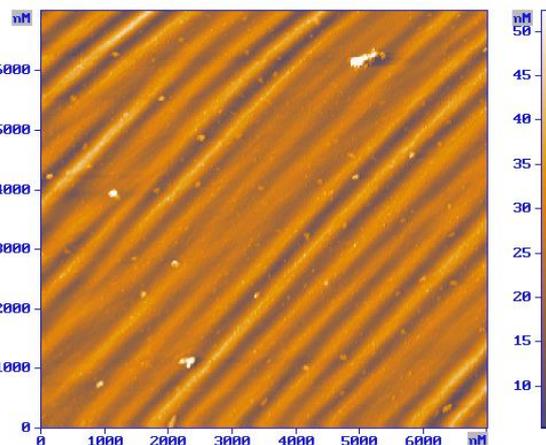


Рис. 1. Вид ПС на Si после обработки плазменным потоком с $U_0=2.8$ кВ.

Из спектров пропускания и отражения образцов ($\lambda=1.1-1.8$ мкм), обработанных при всех ускоряющих напряжениях, были рассчитаны спектры их поглощения. По

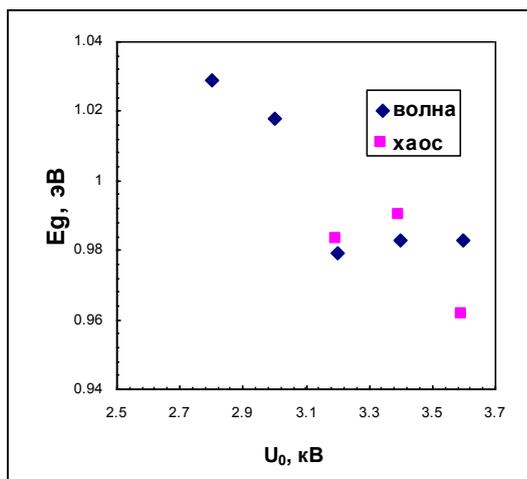


Рис.2. Зависимость ширины запрещенной зоны кремния с ПС от ускоряющего напряжения плазменного потока.

полученным данным построены зависимости квадрата и корня квадратного из поглощения от энергии падающих фотонов. Анализ зависимостей показал линейность зависимостей второго типа, что соответствует формированию фундаментального непрямого перехода в облученных плазмой образцах. На Рис. 2 представлена зависимость ширины запрещенной зоны от ускоряющего напряжения плазменного потока. Уменьшение ширины запрещенной зоны в кремнии соответствует уменьшению параметров кристаллической решетки после обработки плазменным потоком и кристаллизации расплавленного слоя. Максимальной плотности поверхностных структур соответствует ускоряющее напряжение 3.2 кВ, для которого обнаружена минимальная

ширина запрещенной зоны. При дальнейшем увеличении ускоряющего напряжения поверхностные структуры исчезают, и наблюдается формирование разупорядоченных структур с трещинами (Рис.1, хаос). В этом случае наблюдается дальнейшее уменьшение ширины запрещенной зоны, что соответствует увеличению сжатия кристаллической решетки расплавленного слоя Si после облучения плазменным потоком и его кристаллизации.

В области длин волн 2 –14 мкм в спектрах пропускания для всех образцов не были обнаружены пики поглощения характерные для оксидов и нитридов кремния. Следовательно, нитридизация и окисление при кристаллизации кремния в компрессионном плазменном потоке не носит объемного характера.